

01;05.1

©1995

АВТОВОЛНЫ В УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ С S-ОБРАЗНЫМ ЗАКОНОМ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ

В.Л. Попов

Экспериментальные исследования пространственного распределения деформаций при активном нагружении различных материалов, выполненные в [1,2], показали, что в большинстве случаев пластическая деформация развивается неоднородно и имеет особенности, характерные для автоволн и диссипативных структур в активных средах [3]. Однако до сих пор отсутствует приемлемая теория таких волн, основанная на установленных свойствах пластической деформации. В настоящей работе изложена модель, описывающая основные особенности наблюдаемых волновых процессов при пластической деформации. В основе предлагаемой теории лежит динамическая калибровочная модель упругопластического поведения структурно-неоднородных сред, развитая в [4-6].

Будем для простоты рассматривать только случай одноосного деформирования. Соответственно, нам понадобится только одно уравнение динамической калибровочной теории, а именно уравнение, описывающее динамику компоненты ε_{xx} (x — координата вдоль оси деформирования) тензора пластической деформации, которую мы везде ниже будем обозначать просто ε :

$$B\ddot{\varepsilon} = \sigma - \sigma^{TP}(\dot{\varepsilon}) + \frac{C}{3} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2}. \quad (1)$$

Здесь B и C — феноменологические константы калибровочной теории, описывающие пластические свойства среды, σ — приложенное напряжение, $\sigma^{TP}(\dot{\varepsilon})$ — диссипативные напряжения, действующие в среде. Отметим, что в стационарной задаче (однородное растяжение с постоянной скоростью) мы имели бы

$$\sigma = \sigma^{TP}(\dot{\varepsilon}). \quad (2)$$

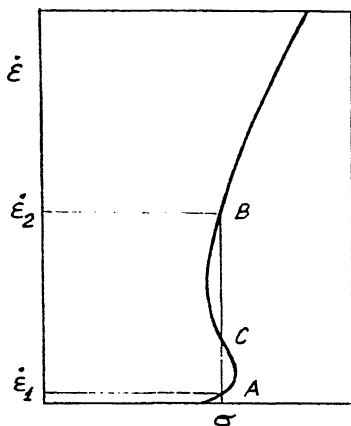


Рис. 1. Схематическое изображение S-образного закона пластического течения

Функция $\sigma^{TP}(\dot{\epsilon})$, таким образом, определяет в неявном виде так называемый основной закон пластического течения, связывающий скорость пластической деформации с напряжением, который может быть подставлен в (1) в виде феноменологического блока, взятого из экспериментальных данных.

Начнем с качественного пояснения предлагаемого нами механизма распространения автоволн пластической деформации. Для многих материалов при низких и умеренных температурах характерно наличие падающего участка на зависимости напряжение–скорость пластической деформации. Обратная зависимость оказывается при этом неоднозначной и имеет S-образный вид (рис. 1). Очевидно, что среда, обладающая таким свойством, может находиться при заданном напряжении в двух состояниях: состоянии с малой скоростью пластической деформации (точка A на рис. 1) и в состоянии с высокой скоростью деформации (точка B на рис. 1). Состояние C, как можно показать, неустойчиво. Если часть среды находится в состоянии A, а другая — в состоянии B, то между ними сформируется переходный слой, способный к движению за счет распределенного в среде запаса упругой энергии.

Покажем теперь, что если среда, наряду с S-образным законом пластического течения, обладает также свойством деформационного упрочнения, то она обнаруживает свойства активной среды. В структурно-неоднородной среде константы B и C в уравнении (1) определяют свойства мезоскопического структурного уровня и не связаны с характеристиками индивидуальных дислокаций [8]. Такая среда мо-

жет быть дополнительно охарактеризована величиной скалярной плотности дислокаций ρ , определяющей деформационное упрочнение материала. Зависимость диссипативного напряжения от скалярной плотности дислокаций определяется известным соотношением из [9]

$$\sigma^{TP}(\dot{\varepsilon}) = \alpha(\dot{\varepsilon})Gb\rho^{1/2}, \quad (3)$$

где функция $\alpha(\dot{\varepsilon})$ имеет, согласно сказанному выше, N -образную форму; здесь G — модуль сдвига, b — вектор Бюргера единичной дислокации.

Дополнительное уравнение, определяющее кинетику скалярной плотности дислокаций, обычно записывается в виде [9]

$$\dot{\rho} = A\dot{\varepsilon}\rho - D\rho^2, \quad (4)$$

где A — параметр, определяющий скорость накопления дислокаций и зависящий от размера и геометрии зон сдвига, а D — параметр аннигиляции. С учетом (3) уравнение (1) можно переписать в виде

$$B\dot{\varepsilon} = \sigma + \frac{C}{3} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} - \alpha(\dot{\varepsilon})Gb\rho^{1/2}. \quad (5)$$

Уравнения (4, 5) полностью описывают динамику рассматриваемой среды при сделанных выше предположениях. По своей структуре они близки к уравнениям, описывающим кинетику активных сред [10] и могут быть исследованы методами, развитыми в синергетике.

Начнем рассмотрение с анализа пространственно однородного случая ($\partial^2 \varepsilon / \partial x^2 = 0$). Заменой переменных $\Psi = \dot{\varepsilon}$ уравнения (4,5) приводятся к виду

$$B\dot{\Psi} = \sigma - \alpha(\Psi)Gb\rho^{1/2}, \quad (6)$$

$$\dot{\rho} = A\Psi\rho - D\rho^2. \quad (7)$$

Для анализа этих уравнений удобно воспользоваться графическим методом и построить нуль-изоклины, то есть линии на плоскости (ρ, Ψ) , на которых $\dot{\Psi} = 0$ или $\dot{\rho} = 0$. Нуль-изоклина $\dot{\Psi} = 0$ определяется уравнением

$$\sigma - \alpha(\Psi)Gb\rho^{1/2} = 0 \quad (8)$$

или

$$\rho = (\sigma/\alpha(\Psi)Gb)^2. \quad (9)$$

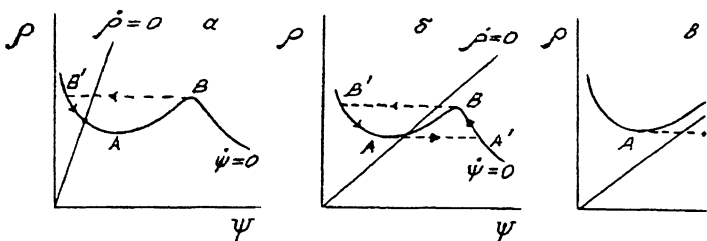


Рис. 2. Возможные взаимные положения нуль-изоклин.

Она показана на рис. 2. Эта линия имеет характерную N -образную форму. Изоклиной $\dot{\rho} = 0$ служит прямая $\rho = \frac{A}{D}\Psi$. Несколько возможных взаимных положений нуль-изоклин показаны на рис. 2, а–в. Пересечение двух изоклин дает стационарные точки уравнений (6, 7). Динамика переменных Ψ и ρ , согласно [10], может быть охарактеризована временами τ_Ψ и τ_ρ . Если $\tau_\rho \gg \tau_\Psi$, то все движения могут быть разделены на быстрые (с характерными временами порядка τ_Ψ) и медленные (с характерными временами порядка τ_ρ). Для медленных движений можно пренебречь членом $\dot{\Psi}$ в (6). Мы видим тогда, что при медленном движении переменная $\Psi = \varepsilon$ подстраивается к мгновенному значению переменной ρ , так что выполнено уравнение (8). Следовательно, медленное движение осуществляется по изоклине $\dot{\Psi} = 0$ на плоскости (ρ, Ψ) .

Если, двигаясь по изоклине $\dot{\Psi} = 0$, точка подходит к положению A или B (рис. 2), она не может продолжать далее медленное движение. Тогда происходит быстрый скачок (за время порядка τ_Ψ) на другую ветвь изоклины, в течение которого величина ρ не успевает измениться. Такие скачки показаны на рис. 2 штриховыми линиями.

Три случая, изображенные на рис. 2, соответствуют различным режимам, возможным в данной системе. В ситуациях, соответствующих рис. 2, а, в, реализуется устойчивое стационарное состояние, а в случае, показанном на рис. 2, б, система совершает устойчивые автоколебания, которым соответствует предельный цикл $AA'BB'$ на плоскости (ρ, Ψ) .

Рассмотрим для определенности среду, соответствующую рис. 2, а (“возбудимая среда”). Предположим, что часть среды находится в состоянии покоя (точка A), а другая внешним воздействием переведена в возбужденное состояние. Подробный анализ движения границы раздела между этими состояниями — “волны переключения” — выхо-

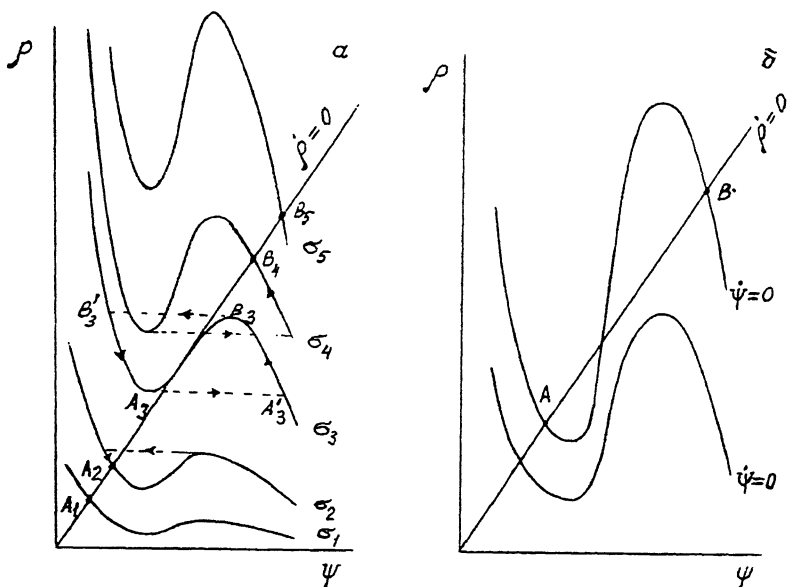


Рис. 3.

дит за рамки данного короткого сообщения. Анализ показывает невозможность распространения в этой системе стационарных фронтов. Средняя же скорость фронтов, "близких к стационарным", оказывается равной

$$v_0 = \sqrt{C/3B}. \quad (10)$$

В заключение дадим краткую классификацию автоволновых режимов упругопластической среды.

Нуль-изоклина $\dot{\Psi} = 0$ определяется уравнением (9) и, следовательно, зависит от приложенного напряжения σ . Характер пересечения нуль-изоклин изменяется по мере роста напряжения, как показано на рис. 3. Видно, что по мере роста напряжения тип среды меняется в следующей последовательности: пассивная (σ_1), возбудимая (σ_2), автоколебательная (σ_3), "возбудимая по отношению к волне разгрузки" (σ_4), пассивная (σ_5). Такая последовательность совпадает с последовательностью смены автоволновых режимов, описанной в [3].

Следует отметить, что разобранными случаями возможные типы активных сред, которые можно создать в упругопластическом континууме, не исчерпываются. Так, при более сильно выраженной N -образности нуль-изоклин $\dot{\Psi} = 0$

(рис. 3, б) за режимом возбудимой среды (рис. 3, б, σ_1) может следовать режим бистабильности (рис. 3, б, σ_2), в котором устойчивыми являются состояния *A* и *B*. Эволюция бистабильной среды приводит к разбиению среды на области, соответствующие состояниям *A* и *B*.

Работа выполнена при частичной поддержке фонда Сороса.

Список литературы

- [1] Панин В.Е., Зуев Л.Б., Данилов В.И. // ДАН. 1989. Т. 308. В. 6. С. 1375–1379.
- [2] Данилов В.И., Зуев Л.Б., Панин В.Е. // ФММ. 1991. В. 3. С. 188–194.
- [3] Зуев Л.Б. О формировании волн пластичности разного типа при деформации. // Металлофизика. В печати.
- [4] Popov V.L. // Int. J. Engng. Sci. 1992. V. 30. N 3. P. 329–334.
- [5] Popov V.L., Tshertova N.V. // Int. J. Engng. Sci. 1992. V. 30. N 3. P. 335–340.
- [6] Попов В.Л. // ФММ. 1994. Т. 77. В. 3. С. 5–20.
- [7] Проблемы динамики упругопластических сред. М., 1976. С. 20.
- [8] Попов В.Л. Динамическая калибровочная теория волн в упругопластических средах. Автореф. докт. дис. Томск, 1994.
- [9] Колупаева С.Н., Кобытев В.С., Попов В.Л. и др. Пластическая деформация сплавов. Структурно-неоднородные материалы. Томск.
- [10] Полак Л.С., Мизайлов А.С. Самоорганизация в неравновесных физико-химических системах. М.: Наука, 1983. 288 с.

Институт физики прочности
и материаловедения СО РАН
Томск

Поступило в Редакцию
15 октября 1994 г.